LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LES TOURBILLONS EN TORES MICROSCOPIQUES DANS L'ÉCRASEMENT DES GOUTTES ET DES FILETS LIQUIDES CONTRE UN PLAN SOLIDE

Par R. MÉRIGOUX,

Assistant à la Faculté des Sciences de Besançon.

Sommaire. — Lorsqu'une goutte ou un filet liquide s'écrase contre un plan horizontal solide, il se forme, au centre du choc, des tourbillons en tores microscopiques centrés sur l'axe de la chute. Dans certains cas, ils laissent des traces visibles dues aux inégalités de balayage du plan par le liquide.

L'écrasement des gouttes de paraffine contre un plan de verre, en emprisonnant des couronnes de bulles d'air, se prête particulièrement bien à l'étude quantitative du phénomène. La chute des gouttes se faisant dans une étuve spéciale, on peut suivre l'influence des variations de la viscosité et de la hauteur de chute. L'examen des traces laissées par les tourbillons, traces constituées par des zones circulaires concentriques, met en évidence le rapport $\frac{D}{d}$ des diamètres de deux cercles; rapport ne dépendant que des conditions mécaniques du choc. Il existe une relation linéaire entre la viscosité et $\frac{D}{d}$ et, dans certaines limites, entre la hauteur de chute et ce même rapport. La famille de tourbillons étudiée admet, pour le rapport $\frac{D}{d}$, des limites au delà desquelles d'autres familles s'établissent. L'étude des tourbillons en tores microscopiques paraît être instructive, car elle fournit aisément des résultats difficilement accessibles à plus grande échelle. Elle peut également conduire à une étude rationnelle des conditions d'adhésion entre une goutte et une surface.

I. — Description des tourbillons en tores microscopiques.

1. Formation des tourbillons. — Les tourbillons en tores microscopiques peuvent se former lorsque des gouttes ou des filets liquides s'écrasent contre un plan solide horizontal. Ils révèlent parfois leur existence par des traces circulaires et concentriques dues au balayage intense des parties du plan qui leur sont tangentes.

2. Écrasement d'une goutte de paraffine; zone d'inégale adhésion. — Lorsque dans certaines conditions de hauteur de chute et de température, une goutte de paraffine fondue vient s'écraser et se solidifier sur une plaque de verre horizontale, il y a, entre la paraffine et le verre, emprisonnement d'une petite couronne de bulles d'air microscopiques. Un éclairage convenable rend cette couronne particulièrement visible (*fig.* 1; grandeur naturelle); elle est située au centre de chaque goutte solidifiée.

Examinées au microscope, ces bulles constituent toujours des figures d'une remarquable régularité (*fig.* 2; ×10). Au centre, correspondant vraisemblablement au point de premier contact entre la surface sphérique de la goutte et le plan de verre, se trouve en général une assez grosse bulle, dont le diamètre est de l'ordre de 0,1 mm. En s'éloignant du centre on trouve successivement une première zone d'adhésion parfaite limitée par une couronne de bulles, puis une deuxième zone d'adhésion parfaite limitée également par une couronne de bulles; après quoi s'amorce parfois une troisième zone d'adhésion ou bien commence immédiatement une région où l'adhésion est remplacée par la juxta-

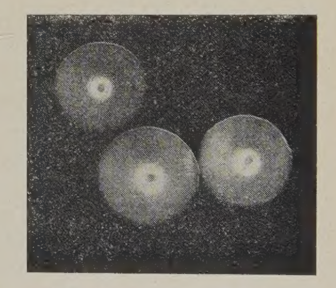


Fig. 1. — (× 1).

position d'un très grand nombre de bulles : nombre décroissant lorsqu'augmente la distance au centre. C'est ce dernier ensemble qui, en diffusant la lumière, se trouve être représenté sur la figure 1 par une petite couronne blanche.

Les zones centrales d'adhésion figurant en blanc sur la microphotographie 2 correspondent donc à la petite tache centrale noire de la figure 1.



Fig. 2. — (× 10).

J'ai examiné avec quelques détails, au cours d'une précédente étude sur l'adhésion des gouttes [1], les conditions de formation et de bonne visibilité de ces figures. Voici, en quelques mots, les résultats trouvés :

1° Les facteurs chimiques, qui modifient en général profondément les phénomènes de contact, n'ont pas d'influence sur la disposition des zones dont on ne peut expliquer la formation que par des actions d'origine mécanique.

2° A un refroidissement rapide, c'est-à-dire à une solidification qui ne tarde pas à se produire, correspondent des bulles de très faibles dimensions; ces dernières sont d'autant plus grosses que le refroidissement est plus lent. Il est probable qu'avant la solidification, l'air emprisonné, et par cela même chauffé, se dilate et que des éléments volatils distillant de la masse de la paraffine vers l'intérieur des bulles, augmentent leur volume. Il suffit, en effet, d'une imperceptible trace d'air primitivement emprisonnée pour servir de germe à la formation des figures.

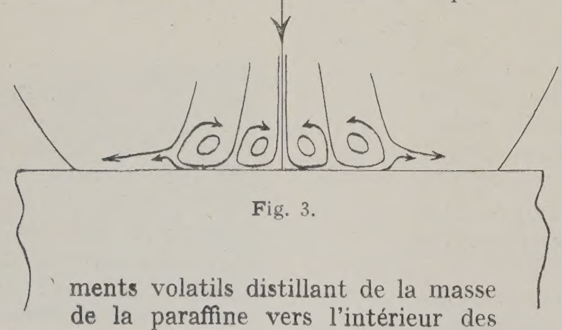


Fig. 3.

3° L'existence de zones d'inégale adhésion peut aisément trouver une explication dans l'hypothèse de tourbillon en tores s'établissant au cours de l'écrasement de la goutte, tourbillons centrés sur l'axe de la figure qui se trouve être également l'axe de la chute et celui de l'écrasement. Lorsque la goutte entre en contact avec le plan, le liquide ne pouvant poursuivre son chemin est rejeté loin du centre et tend à s'échapper tangentiellement au plan; mais ce mouvement est lui-même limité par les autres parties du liquide qui s'écrasent et l'on conçoit bien ainsi l'amorce des enroulements représentée par la figure 3. La vitesse des particules au moment du choc est de l'ordre du mètre par seconde; elle se trouve brusquement emprisonnée dans quelques dixièmes de millimètres. Il est probable que certaines particules effectuent dans cet espace restreint un grand nombre de tours et que, pendant un court instant, un mouvement permanent s'établit; mouvement que la figure 3 *bis* essaie très schématiquement de représenter. Il n'y a que l'établissement d'un mouvement permanent, pour lequel interviennent forcément des conditions de stabilité, qui puisse rendre compte de la régularité avec laquelle se reproduit le phénomène. On conçoit que les parties du plan tangentes aux enroulements soient particulièrement bien « balayées », qu'aucune trace de gaz n'y subsiste et que l'adhésion y soit maxima. Il est d'ailleurs possible qu'au-dessus des enroulements représentés ici contre le plan solide, d'autres enroulements puissent se former sans laisser de trace.

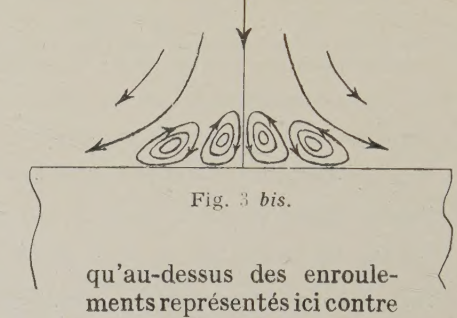


Fig. 3 *bis*.

La remarquable netteté avec laquelle sont limitées ces zones est à rapprocher des traces à limitation également nette décrites par R. Thiry et L. Sackmann [2], [3], précisément pour des enroulements, au cours d'une étude sur le contournement d'un obstacle par un liquide circulant entre deux plans parallèles.

3. Écrasement de gouttes de différentes substances. — La formation de tourbillons en tores microscopiques au centre du choc paraît être un phénomène général qu'il s'agit seulement de pouvoir déceler par une observation appropriée.

Le mercure tombant en fines gouttes sur une plaque de verre enduite de noir de fumée y laisse les traces d'un écrasement violent (*fig.* 4) avec, au centre, une couronne due à la formation de tourbillons en tores. Cette couronne, à limitation nette vers le centre, présente vers l'extérieur un dégradé analogue à ceux que l'on observe dans le cas de la paraffine.

Les gouttes d'eau laissent généralement des

traces circulaires révélant un balayage central peu intense (*fig.* 5), particularité nouvelle que l'on observe parfois dans l'écrasement des filets liquides.

Les gouttes de coumarones ou de certains dérivés de la colophane conduisent également à des zones circulaires d'inégale adhésion décelables grâce à des anneaux d'interférences microscopiques [1].

4. **Écrasement des filets liquides**. — Ce sont également des petits tourbillons qui paraissent s'établir au point d'écrasement d'un filet liquide et il est possible de les déceler par la méthode suivante [4] :

Le plan horizontal est constitué par une plaquette d'argent pur soigneusement polie et exposée sous cloche aux vapeurs dégagées par quelques cristaux d'iode. La couche d'iodure d'argent qui s'épaissit régulièrement fait défiler, sous l'aspect de teintes plates, les couleurs d'interférence de l'échelle de Newton que l'on arrête au sixième ordre. On ajoute alors à l'eau devant former le filet une faible quantité d'hyposulfite de soude capable de dissoudre, avec une rapidité convenable, la mince couche d'iodure et de faire remonter les teintes vers les colorations intenses des premiers ordres, l'amincissement de la couche étant d'autant plus accusé que le balayage du plan par le liquide est plus intense au point considéré.

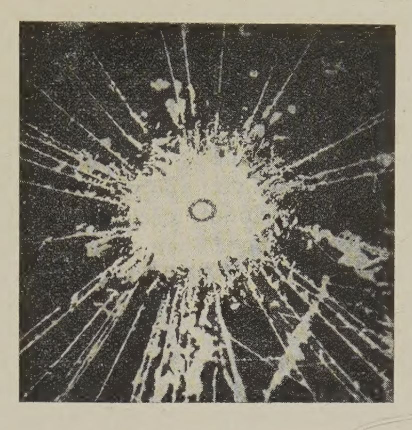


Fig. 4. — (× 10).

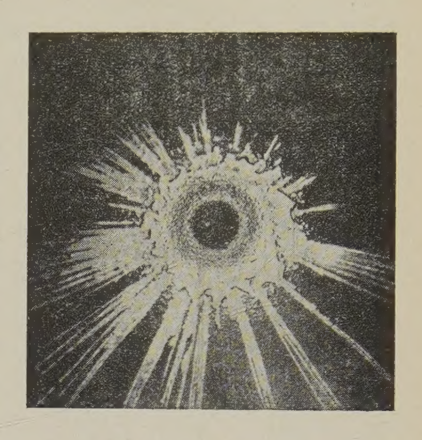


Fig. 5. — (× 10).



Fig. 6. — (× 6).

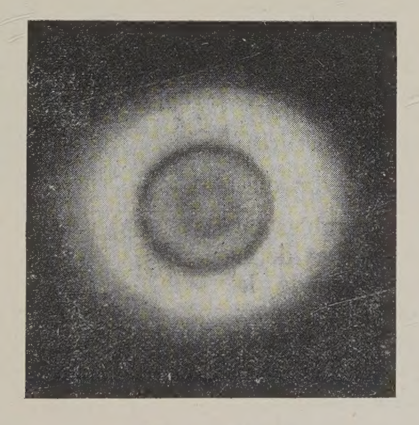


Fig. 7. — (× 6).

La sensibilité de cette méthode est telle que quelques secondes suffisent, en général, pour que les moindres particularités du mouvement s'impriment sur la plaquette d'argent sous forme de traces intensément colorées. On peut également photographier ces figures en utilisant des plaques panchromatiques : les différences de couleurs ne sont plus sensibles; mais on peut encore enregistrer les inégalités du pouvoir réflecteur de la couche d'iodure. L'avantage de cet enregistrement est de simplifier l'aspect des figures et de mieux déceler les zones à limitations nettes dues à la formation des tourbillons.

Une parfaite stabilité des filets liquides étant difficilement accessible, on n'obtient jamais la finesse des figures provenant de l'écrasement des gouttes.

On peut s'en approcher en ayant soin de contrôler l'immobilité apparente de l'écoulement au moyen d'un viseur micrométrique. De plus, l'expérience doit être faite à l'abri des chocs, des mouvements de l'air et dans une obscurité relative car le filet concentre les lumières vives sur la plaquette sous forme de caustiques qui influent sur la vitesse de dissolution de l'iodure et compliquent inutilement les figures.

Ces précautions étant prises, on enregistre des traces circulaires d'inégal balayage tout à fait analogues aux zones d'inégale adhésion de l'interface verre-paraffine (*fig.* 6).

L'absence de la fine couronne intermédiaire dans la figure 6 peut s'interpréter soit par l'existence d'un seul tourbillon central, soit par une légère irrégularité du mouvement rendant impossible la fixation d'une trace dont la largeur ne dépasse pas 1/100e de millimètre.

On peut observer un autre genre de figure (*fig.* 7) correspondant à un balayage central peu intense et qui est à rapprocher des traces laissées par l'écrasement des gouttes d'eau (*fig.* 5).

Ces zones ne doivent pas être confondues avec les figures décrites par Decharme en 1884 [5] qui sont provoquées autour de l'écrasement, et non dessous, par l'effet sous-jacent des rides de Poncelet.

II. — Étude d'une famille particulière de tourbillons en tores microscopiques.

1. Choc des gouttes de paraffine contre un plan de verre; dispositif expérimental. — Les figures formées par l'écrasement et la solidification des gouttes de paraffine fondue présentent une telle régularité et une si grande facilité d'obtention qu'elles se prêtent particulièrement bien à une étude quantitative. Avec une paraffine fondant entre 50 et 52°, de densité 0,78, on obtient très régulièrement des figures analogues à celle qui est représentée par la microphotographie 2, pourvu que la hauteur de chute h ne dépasse pas 40 cm, la température θ de la goutte étant comprise entre 55° et 95°.

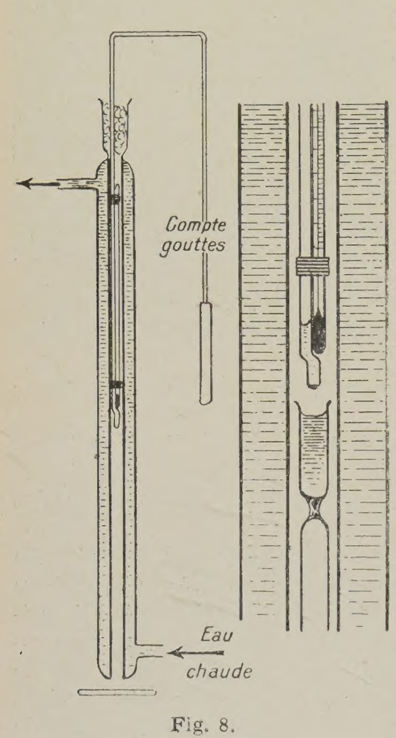


Fig. 8.

Il est bien évident que les dimensions des figures augmentent avec les dimensions des gouttes, ces dernières dépendant du compte-gouttes et même de la température pour un même compte-gouttes. Il paraît donc difficile, à première vue, d'effectuer utilement des mesures; mais on peut remarquer que le rapport $\frac{D}{d}$ des diamètres des deux cercles exactement repérables ne dépend, pour une même paraffine, que de h et de θ, c'est-à-dire, du point de vue mécanique, de la hauteur de chute et de la viscosité. Ce rapport apparaît comme une grandeur attachée à une classe de mouvements et ce sont les variations de cette grandeur que je me suis proposé d'étudier ici.

L'étuve qui doit déterminer exactement la température de la goutte, sans que cette température soit modifiée par la chute, peut être facilement constituée par un long tube de Liebig vertical alimenté dans sa double paroi par un courant d'eau chaude; le tube central étant réservé pour le thermomètre et un compte-gouttes assez long pour pouvoir être actionné de l'extérieur (*fig.* 8). Le prolongement en verre situé à la partie inférieure du tube de Liebig doit être sectionné pour que la goutte ne parcourre aucun trajet hors de la double enceinte thermostatique. Le remplissage du compte-gouttes ne peut avoir lieu que lorsque la température désirée est établie à l'intérieur du tube, sans cela la dilatation de l'air chasserait la paraffine; aussi, est-il nécessaire de conserver la provision de paraffine dans un petit récipient formé à l'extrémité d'un tube de verre maintenu à l'intérieur du tube central. Il suffit, au moment voulu, de soulever le tube de verre et de remplir le compte-gouttes.

L'opération la plus délicate, celle qui est capable de modifier le plus fâcheusement les résultats, est le déclenchement de la chute de la goutte. Il faut, en effet, qu'elle se détache sans vitesse initiale d'une hauteur h bien déterminée. Un dispositif automatique, qui remplacerait la pression de la main sur le caoutchouc, devrait pouvoir augmenter considérablement la valeur des résultats.

La détermination de D et de d, respectivement de l'ordre du millimètre et du demi-millimètre, se fait au comparateur en examinant les plaquettes de verre par transparence et par le dessous. Ce sont les bulles de gaz limitant les zones qui permettent les mesures; il faut donc que ces bulles soient aussi petites que possible, c'est-à-dire que le refroidissement soit brusque. Malgré cela, la précision de la mesure ne dépasse pas 0,01 mm, et il est bon d'insister sur le fait que les tourbillons en tores microscopiques semblent constituer un phénomène si régulier et si bien déterminé que les variations trouvées pour la deuxième décimale du rapport $\frac{D}{d}$ doivent être souvent attribuées à l'expérimentateur plutôt qu'au phénomène lui-même. Aussi, est-il bon de faire pour chaque valeur de h et de θ, la moyenne des valeurs trouvées sur 10 gouttes.

Voici, à titre d'exemple, la détermination du rapport $\frac{D}{d}$ pour $\theta = 60°$ et $h = 10$ cm :

D.	d.	$\frac{D}{d}$.
mm	mm	
1,39	0,57	2,44
1,24	0,51	2,44
1,21	0,49	2,48
1,31	0,56	2,34
1,23	0,51	2,42
1,41	0,58	2,44
1,36	0,56	2,44
1,37	0,57	2,40
1,35	0,57	2,36
1,38	0,57	2,42

Les nombres trouvés pour le rapport $\frac{D}{d}$ se groupent autour de la moyenne 2,42 avec un écart maximum de 2,5 pour 100 et un écart moyen de 1 pour 100. Cependant, les gouttes n'étaient pas de même dimension et les valeurs de D et de d ont parfois des écarts de 13 pour 100 tout en conduisant pour $\frac{D}{d}$ à la même valeur 2,44.

2. Caractères et limites de la famille étudiée. — La famille de tourbillons étudiée est celle qui correspond aux traces représentées par la figure 2.

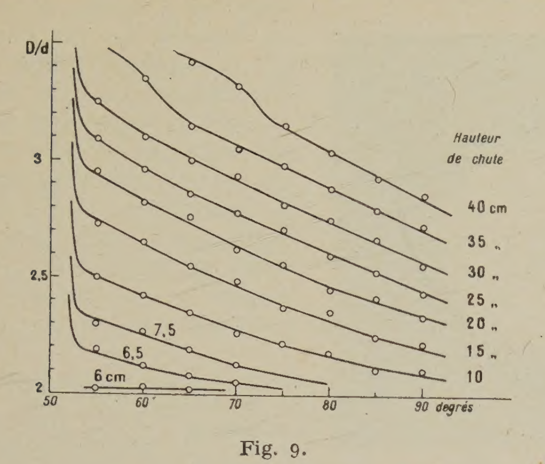


Fig. 9.

La hauteur de chute h et la température θ étant les deux paramètres immédiatement repérables, il est particulièrement aisé de commencer par établir les courbes représentant les variations de $\frac{D}{d}$ en fonction de θ pour différentes valeurs de h. On peut faire, sur ces courbes (*fig.* 9), les remarques suivantes :

1° Dans certaines limites, le rapport $\frac{D}{d}$ varie régulièrement avec h et θ;

2° Au voisinage du point de fusion de la paraffine (50-52°) $\frac{D}{d}$ augmente brusquement. On ne peut même pas suivre exactement cette augmentation, du moins avec l'installation décrite ici, tant elle est brusque à partir de 53°. Ceci permet déjà d'entrevoir une relation très nette entre $\frac{D}{d}$ et la viscosité qui doit, elle aussi, varier très brusquement aux environs du point de fusion.

3° $\frac{D}{d}$ est limité inférieurement par le nombre 2. On arrive bien à obtenir pour $h = 6$ cm et $\theta = 80°$ quelques valeurs légèrement inférieures à 2, mais, à ce moment, le grand cercle n'est plus à bord net et l'on ne peut plus affirmer avoir à faire à la même famille de tourbillons.

4° $\frac{D}{d}$ est limité supérieurement par un nombre voisin de 3,15; au delà de cette valeur c'est une autre famille de tourbillons qui s'établit. Le passage d'une famille à l'autre n'est d'ailleurs pas progressif; il existe une région où les deux familles peuvent l'une ou l'autre se former et même se mélanger avec une remarquable indépendance. La figure 10 représente la famille étudiée ici près de la limite supérieure du rapport $\frac{D}{d}$; la figure 11 représente un mélange de cette famille avec celle qui s'établit ensuite, le mélange pouvant être encore plus intime ainsi que le montre la figure 12; enfin la figure 13 donne un exemple de la famille supérieure;

5° Lorsque h et θ augmentent l'un et l'autre une troisième zone de balayage se forme, laissant le grand cercle subsister sous forme d'une mince couronne (*fig.* 14). La formation de ce troisième enroulement se fait peu à peu sans être accompagnée d'une variation particulière du rapport $\frac{D}{d}$. On peut dire que les points situés en haut et à droite de la figure 9 correspondent tous à des figures du type 14.

6° Le sens de rotation des tourbillons est décelé par des sillages de bulles restant parfois accrochées au plan de verre dans les zones où le balayage est habituellement parfait. Ces sillages ne sont visibles

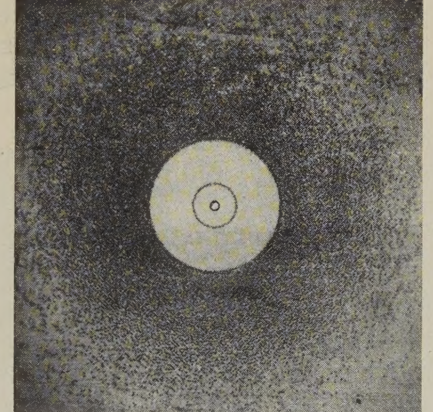
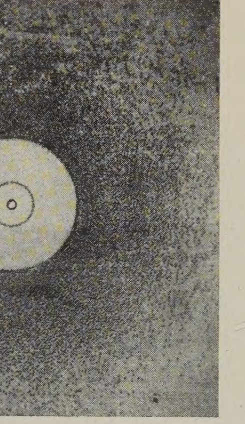



Fig. 10.

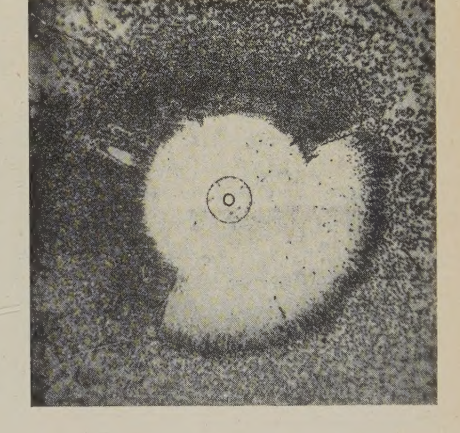
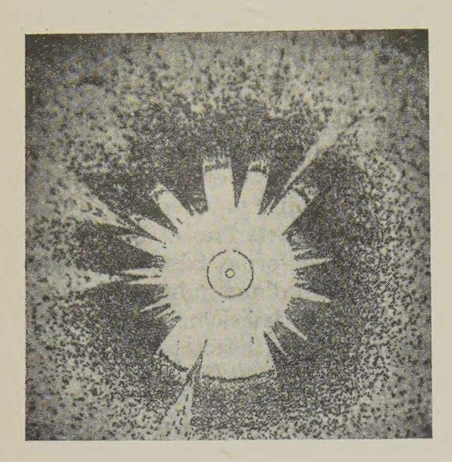


Fig. 11.

que dans la deuxième zone de balayage à partir du centre; ils indiquent, pour le liquide en contact avec le plan, un mouvement tangent et dirigé vers l'extérieur, en accord avec le schéma de la figure 3. Le sens de rotation du tourbillon central peut se déduire de la remarque suivante : pour les fortes viscosités ($\theta = 53°$) la petite couronne centrale s'épaissit envahissant la deuxième zone en dégradé, tandis qu'elle conserve un bord net vers la zone centrale; on a donc, en partant du centre, la répétition d'un même aspect pour les deux limites, répétition laissant supposer que les deux tourbillons centraux tournent dans le même sens.

7° Le rapport déterminé, qui existe entre D et d pour des conditions mécaniques données, paraît être

une nécessité sans laquelle les tourbillons n'auraient aucune stabilité; la microphotographie 12 montre que cette stabilité existe même pour de fins secteurs



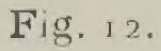


Fig. 12.

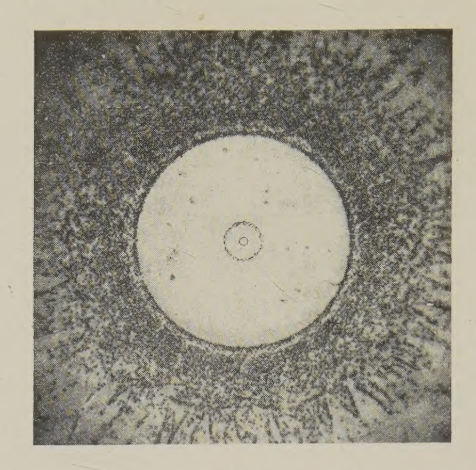


Fig. 13.

séparés les uns des autres. Une propriété analogue se retrouve dans le cas de figures elliptiques ou du moins ovales. La figure 15 en est un exemple puisque le rapport $\frac{D}{d}$ déterminé sur le grand axe est, aux erreurs de mesures près, le même que celui qui est déterminé sur le petit axe :

D.	d.	$\frac{D}{d}$.
mm	mm	
1,66	0,60	2,77
1,43	0,52	2,74

3. **Influence de la viscosité**. — L'établissement de la courbe de viscosité de la paraffine utilisée, entre 55° et 100° (*fig.* 16), permet d'éliminer le paramètre θ et de représenter directement les variations de $\frac{D}{d}$ en fonction de la viscosité θ. La figure 17 représente ces variations pour différentes hauteurs de chute et fait nettement apparaître une relation linéaire entre $\frac{D}{d}$ et η.

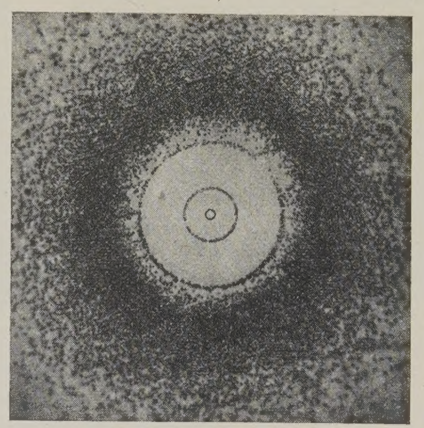


Fig. 14.

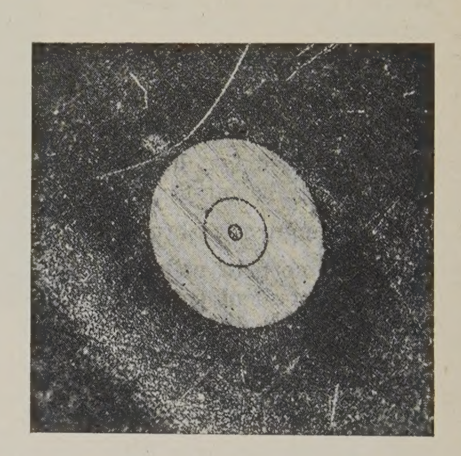


Fig. 15.

Les remarques déjà faites à propos des courbes de la figure 9, quant aux limites de la famille de tourbillons, pourraient se répéter ici et l'on aperçoit, de plus, la possibilité de prolonger les droites pourvu qu'elles restent comprises entre les horizontales correspondant à $\frac{D}{d} = 2$ et $\frac{D}{d} = 3{,}15$.

4. **Influence de la hauteur de chute**. — En ordonnant les résultats numériques obtenus en fonction de la hauteur de chute (*fig.* 18), on fait apparaître pour h l'existence d'une limite inférieure, égale ici à 6 cm, en deçà de laquelle les tourbillons de la famille étudiée ne s'établissent pas. On peut, en effet, constater que pour des hauteurs de chute inférieures à 6 cm, les gouttes de paraffine s'écrasent mollement, sans aucun balayage du plan et aboutissent à une mauvaise adhésion générale.

5. **Influence de la masse**. — Un troisième facteur, la densité du fluide en mouvement, est capable d'influer sur l'établissement des tourbillons. L'action de ses variations reste à étudier pour rendre complet le faisceau des résultats. Cette étude, qui nécessite l'emploi de plusieurs corps, ne paraît pas impossible et déjà les figures obtenues avec le mercure semblent montrer que les tourbillons centraux occupent un espace particulièrement réduit lorsque la densité du fluide est grande.

III. — Conclusions.

Le choc d'une goutte liquide contre un plan solide, quoiqu'étant un phénomène brutal, n'est pas un phénomène anarchique; il obéit à des lois strictes et les mouvements engendrés, du moins au début de l'écrasement, semblent déterminés avec une grande rigueur par les conditions mécaniques du choc. A très petite échelle, les mouvements de la mécanique des fluides apparaissent donc une fois

de plus, comme exempts de fluctuation, si grande que soit leur complexité.

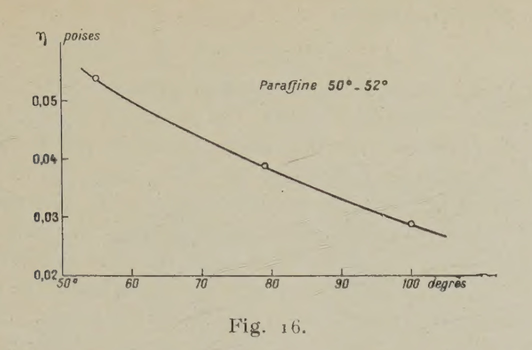


Fig. 16.

L'écoulement dans un tube capillaire, mouvement très régulier, permet la mesure de la viscosité; il est possible que les tourbillons en tores microscopiques étudiés ici, nouvel exemple de cette régularité, puissent permettre la détermination de grandeurs que des mouvements à plus grande échelle seraient incapables de mettre en lumière.

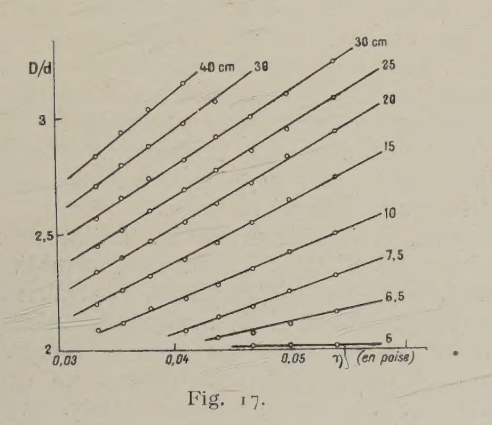


Fig. 17.

Le fait que ces mouvements soient produits au moment d'un choc ne paraît pas constituer une difficulté pour une étude théorique éventuelle; ils doivent, en effet, être considérés comme permanents pendant un court instant et leur stabilité comme due à une intervention de *valeurs propres*, tout comme la vibration d'une corde est déclenchée par le choc du marteau aussi bien que par le frottement plus régulier de l'archet. L'analogie des figures obtenues avec les gouttes et les filets semble du reste confirmer ce point de vue.

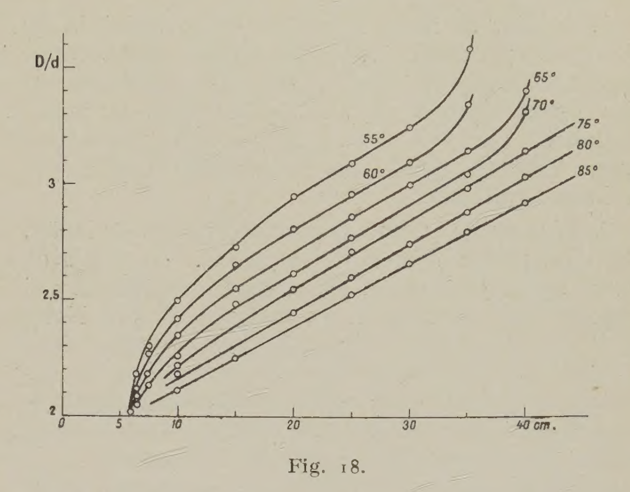


Fig. 18.

S'il est souhaitable de voir ces mouvements susciter un intérêt d'ordre théorique, on peut déjà entrevoir l'intérêt pratique de leur étude. L'action chimique d'une goutte sur une surface, ou sa simple adhésion contre cette surface, est directement fonction des tourbillons qui s'établissent au moment du choc, puisqu'il n'y a de contact vraiment intime que pour les domaines tangents aux tourbillons et dans la partie périphérique [1]. On peut donc chercher à déterminer les conditions que doit remplir une goutte quant à sa vitesse, à sa masse et à sa viscosité, pour que le contact soit le meilleur possible.

L'examen des figures 10 et 13 montre, en effet, que l'adhésion centrale peut varier considérablement d'étendue pour une faible variation des conditions mécaniques du choc. Parfois, il peut y avoir intérêt à ne pas laisser ces dernières arbitrairement déterminées.

Manuscrit reçu le 5 juillet 1942.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] R. MÉRIGOUX, Tourbillonnements en tores et adhésion dans le choc d'une goutte liquide contre un plan solide (*Cahiers de Physique*, 1re série, 1941, n° **4**, p. 10).

[2] R. THIRY et L. SACKMANN, *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **195**, p. 759.

[3] L. SACKMANN, *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **199**, p. 1019.

[4] R. MÉRIGOUX, Tourbillons en tores dans l'écrasement des filets liquides contre un plan solide et procédé très sensible pour les déceler (*C. R. Acad. Sc.*, 1941, **213**, p. 719).

[5] DECHARME, Imitation par les courants liquides ou gazeux des phénomènes d'électricité et de magnétisme (*J. de Physique*, 1884, p. 482).

[6] R. MÉRIGOUX, Sur une famille particulière de tourbillons en tores microscopiques (*C. R. Acad. Sc.*, juin 1942).

RÉPONSE A LA NOTE DE M. P. LECOMTE DU NOÜY AU SUJET DE NOTRE MÉMOIRE : « SUR LES COURBES D'ÉTIREMENT DES LIQUIDES »

Par MM. J. THIBAUD et H. LEMONDE.

Aux observations de M. du Noüy [1] nous faisons les réponses suivantes :

1. L'objet de notre Mémoire [2], envoyé à la fin de 1939 et paru en 1942, était essentiellement, comme son titre l'indique, de préciser les courbes d'étirement des lames liquides déjà indiquées dans la publication de 1938 [3], ceci au moyen d'un perfectionnement de l'appareil à lame flexible utilisé depuis 1929 à Lyon et ailleurs.

2. L'un de nous avait communiqué à M. du Noüy, dans les premiers mois de la guerre, les clichés de notre appareil actuel et les courbes d'étirement qui allaient être publiées. A ce moment, M. du Noüy était d'accord avec nous sur les remarques que nous faisions au sujet de la méthode de l'anneau et les critiques auxquelles elle peut prêter. Aussi sommes-nous étonnés du reproche qu'il nous fait d'avoir voulu parler sans respect de la méthode de l'anneau.

D'ailleurs, nous ne sommes pas les seuls à avoir indiqué les difficultés de l'anneau, et, en particulier, en 1938, Dervichian et Clark [4], à propos de l'usage trop laborieux du facteur de correction et des tables, étaient amenés à proposer un étalonnage empirique.

3. L'identification que M. Lecomte du Noüy voudrait tenter entre son instrument et le nôtre, est insoutenable : la différence est essentielle entre des appareils utilisant pour mesurer le poids du liquide soulevé soit la torsion d'un fil, soit la flexion d'une lame.

De plus, les procédés de mesure ne sont pas les mêmes : nous utilisons systématiquement le palier de la caractéristique d'étirement et non le point de rupture. D'autre part, nous lisons directement ces résultats sur une règle transparente, aussi facilement que pour une mesure galvanométrique.

4. Nous reconnaissons avoir, à tort, trop peu insisté dans notre publication de 1940 comme dans celle de 1938, sur l'ancienneté de l'appareil à lame flexible et sur les services qu'il a rendus. De même pourra-t-on reprocher à l'un de nous d'avoir trop modestement caché ses travaux de 1927 dans le court résumé d'une communication à une section provinciale de la Société française de Physique.

Il n'en est pas moins vrai que les recherches de H. Lemonde sur la tension superficielle remontent à 1927 et ont été poursuivies depuis cette date. Dans une communication du 9 mars 1929 à la Société française de Physique (publiée au *Bulletin de la Société de Physique*, n° 275, 1929, p. 55 S), ce dernier donnait les caractéristiques de son appareil à lame et comparait ce dispositif à celui de M. du Noüy; il faisait déjà remarquer que la formule $T = 2\,Al$ ne s'appliquait pas à l'anneau, fait confirmé par Hacken et Jordan (*Am. Journ. Chem. Soc.*, 1930, t. 52, p. 175) qui introduisent et calculent un facteur de correction.

Dans une autre communication du 22 juin 1929, H. Lemonde, en collaboration avec A. Chevallier, indiquait l'utilisation de cet instrument à l'étude des tensions interfaciales (publié dans le *Bulletin de la Société de Physique*, 1929, p. 22 S, sous le titre : *Étude des tensions superficielles entre liquides*).

5. Ainsi l'appareil à lame a été utilisé, par son auteur même, à la mesure des tensions interfaciales neuf ans avant le travail [5] publié en 1938 par M. J.-J. Trillat qui semble n'avoir pas connu cette antériorité puisqu'il ne la cite pas. C'est dire que le perfectionnement introduit en 1938 par M. Trillat en vue de déterminer les tensions interfaciales, et rendant enregistreur l'appareil du Noüy, ne saurait constituer une priorité sérieuse.

De plus, l'enregistreur de M. Trillat ne saurait être identifié à notre instrument, celui-là ayant, en effet, pour objet d'amplifier, contrairement au nôtre (ce que M. du Noüy souligne lui-même) et de suivre de lentes variations avec le temps. Notre instrument enregistreur est destiné, au contraire, à déterminer, dans un temps court, la courbe d'étirement elle-même. Il est évident que la communauté du mot « enregistreur » ne saurait identifier ni les objets ni les principes de tous les instruments dits enregistreurs.

6. Il y a eu déjà bien des dispositifs préconisés pour la mesure des tensions superficielles et aucun ne peut prétendre à l'exclusivité.

Aussi avions-nous pensé qu'il n'était pas interdit de faire connaître, même tardivement, un instrument qui, bien qu'ayant fait ses preuves, paraissait inconnu et qui n'a bénéficié d'aucune publicité commerciale ni dans le monde ni même localement.

M. du Noüy a construit un très bon appareil à torsion. De notre côté nous continuons à penser que l'emploi d'une lame flexible est excellent. C'est à l'usager de décider impartialement, des qualités de l'un et de l'autre dispositif.

[1] *Journal de Physique*, 1942, 3, p. 69.
[2] *Journal de Physique*, 8e série, 1941, p. 26. — *Voir* aussi *C. R. Acad. Sc.*, 1940, 211, p. 355.
[3] *Journal de Physique*, 1938, 9, p. 505.
[4] *C. R. Acad. Sc.*, 1938, 207, p. 277.